



TITLE:

ポアズイユ乱流・クエット乱流の 平均速度、乱れ特性の実験研究(矩 形管流れの解の構造)

AUTHOR(S):

鬼頭, 修己

CITATION:

鬼頭, 修己. ポアズイユ乱流・クエット乱流の平均速度、乱れ特性の実験研究(矩形管流れの解の構造). 数理解析研究所講究録 1997, 1018: 42-49

ISSUE DATE:

1997-11

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/61645>

RIGHT:

ポアズイユ乱流・クエット乱流の平均速度、乱れ特性の実験研究

名古屋工業大学 鬼頭修己 (Osami Kitoh)

1. 研究の背景

高速で回転するジャーナル軸受け内の流体の運動は、乱流になることがある。従来、軸受け理論は、流れが層流として摩擦係数を求め展開されてきた。流れが乱流になれば摩擦係数は理論的に求められない。このため平板上の乱流境界層の摩擦係数の実験結果を用い、解析をおこなってきた。しかしながら、軸受け内の流れは繰り返し変化する圧力勾配と軸回転にともなうせん断により駆動されており、単純な平板上の流れとは異なる。したがって、このような軸受けを設計するためには軸受け内の流れに関する資料が必要である。このような流れは圧力勾配とせん断により駆動されるクエット・ポアズイユ乱流である、ここではこの速度分布、乱れ特性を調べ、その性質を解明することを研究の第一の目的とする、

2. クエット・ポアズイユ乱流の速度分布

2. 1. 壁法則

壁近傍の速度の次元解析をおこなうと

$$\frac{\delta_v}{u_*} \cdot \frac{dU}{dy} = f \left(\frac{y}{\delta_v}, \frac{D}{\delta_v}, \frac{\delta_p}{\delta_v} \right) \quad (1)$$

ここで U 、 u_* 、 D 、 y 、 δ_v 、 δ_p はそれぞれ時間平均速度、摩擦速度、チャネル半幅、壁からの距離、粘性長さスケール ($=\nu/u_*$)、せん断応力勾配長さスケール ($=\rho u_*^2 / (\partial \tau / \partial y)$)

である。式 (1) を y^+ で積分すれば、 U^+ は次式のようになる、

$$U^+ = F(y^+, Re^*, \mu) \quad (2)$$

すなわちクエット・ポアズイユ乱流の速度分布は、レイノルズ数 Re^* とせん断応力勾配パラメータ μ に依存する。平面ポアズイユ乱流の場合、 $Re^* = -\mu$ となるので、見かけ上速度分布へ μ のパラメータが現われない。

クエット・ポアズイユ流の速度分布を、二つのパラメータ Re^* 、 μ を独立に変化させ実験により測定した。 y^+ が 20 ~ 30 より大きいところで対数速度分布式 (3) に従う領域が現われる。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (3)$$

ここで、カルマン定数 κ は条件によらず 0.4 である。一方、付加定数 B は μ に依存しており、 $\mu < 0$ の場合通常値 5.5 より増大し、 $\mu > 0$

では減少する。その程度は、 μ の絶対値が小さいほど著しい。 Re^* は速度分布にほとんど影響しないことがわかった。

2. 2. 1/2乗則

y が $K_1 \delta_v < K_4 \delta_p < y < K_3 D$ の範囲では、 δ_p のみが流れを規定する長さスケールとなるので、これと u_* を用いると、

$$\frac{\delta_p}{u_*} \cdot \frac{dU}{dy} = f \left(\frac{y}{\delta_p}, \frac{\delta_v}{\delta_p}, \frac{D}{\delta_p} \right) \quad (4)$$

流れが δ_v 、 D いずれにも依存しないので

$$\frac{dU}{dy} = \frac{u_*}{\delta_p} f \left(\frac{y}{\delta_p} \right) \quad (5)$$

断面内のせん断応力は、 $\tau = \tau_w + \rho a y$ (a はせん断応力勾配)で表わされる。これより $y^+ > \mu$ では u_* が重要な変数でなくなるので、式(5)で u_* が現われない形として次式が得られる。

$$\frac{dU}{dy} = \frac{u_*}{\delta_p} \left(\frac{y}{\delta_p} \right)^{-1/2}$$

これより、1/2乗則が得られる。

$$U = C_1 \sqrt{\alpha y} + C_2 \quad (6)$$

ここで C_1 、 C_2 は定数である。実験結果から C_1 を $\beta = D / \delta_p$ にたいしてプロットすると C_1 は普遍定数ではなく β の減少関数となった。これは、1/2乗則の成立条件、 $D \gg \delta_p$ 、がわれわれの実験では満足されておらず β が0(1)のためである。過去になさ

れた逆圧力勾配境界層の実験結果では β が100以上で C_1 が定数4.5と報告されている。

1/2乗則の成立領域の下限は、 $y \sim K_4 \delta_p$ と推定される。これを壁変数で表現すると $y^+ \sim K_4 Re^* / \beta$ となる。El Telbany & Reynolds(1980)は彼等の実験結果をまとめて、 $y \sim 1 / (\sqrt{\beta})$ と報告している。この違いの一つの理由は、彼等は実験結果をまとめるに際し Re^* の影響を考慮していないことがあげられる。

2. 3. 速度欠損則

速度欠損則については、十分な考察がまだできていない。

3. クエット・ポアズイユ乱流の乱れ特性

3. 1. 平面ポアズイユ乱流の乱れ特性

いままでに詳しく測定されてきた平面ポアズイユ乱流の乱れ強さ分布に関する法則を考察する。 u を流れ方向の乱れ速度のrms値とする。これを次元解析により、壁変数表示すると

$$\frac{u}{u_x} = f(y^+, Re^*) \quad (7)$$

ここで $Re^* \rightarrow \infty$ の場合、 Re^* の影響がなくなり

$$\frac{u}{u_x} = f(y^+) \quad (8)$$

すなわち、乱れ強さは普遍分布となる。これを乱れ強さに対する壁法則と呼ぼう。さらに、式(8)で y^+ が十分大きいとき、乱れ強さに対し粘性の影響が入らないため

$$\frac{u}{u_*} = A = \text{const.} \quad (9)$$

のように乱れ強さは一定になる。この領域をプラトー領域と呼ぶ。過去になされた実験結果を式(7)の壁変数表示でまとめ、乱れ分布形状が Re^* とともにどのように変わるかを調べた。結果を図1に示すような領域図として表わした。プラトー領域は Re^* が約2000以上でのみ現われる。

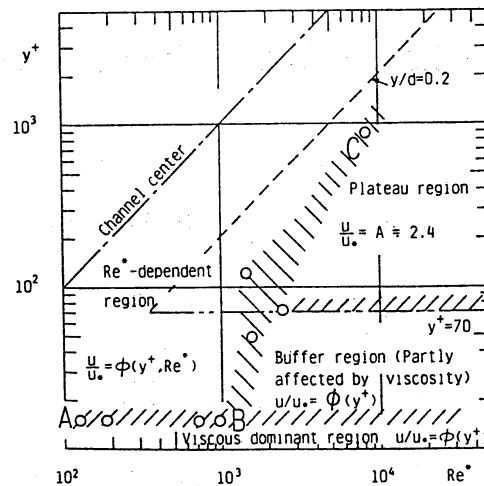


図1 乱れ強さ u の領域区分

3. 2. クエット・ポアズイユ乱流の乱れエネルギー生成

乱れエネルギー生成項を壁変数表示すれば、

$$-\overline{u^+v^+} \frac{dU^+}{dy^+} = \left(1 + \frac{1}{\mu} y^+\right) \frac{dU^+}{dy^+} - \left(\frac{dU^+}{dy^+}\right)^2 \quad (10)$$

この式より生成項にはパラメータ μ が陽に現われており、 $\mu > 0$ では

μ が小さい程エネルギー生成が大きくまたそのピーク位置は壁に近づく。 $\mu < 0$ では、その逆の特性になる。この乱れ生成エネルギーの μ 依存性によりバッファ領域の乱れ特性に変化が現われ、クエット・ポアズイユ乱流の μ パラメータ依存性の原因になっている。

4. 平面クエット乱流

平面クエット乱流では $\mu \rightarrow \infty$ のため速度分布、乱れ強さ分布の支配パラメータから μ がなくなる。このため Re^* のみがパラメータとなるので、流れに及ぼすレイノルズ数の影響を調べるにはクエット乱流が好都合である。

4. 1. 速度分布

$50 < Re^* < 250$ の範囲で速度分布を壁変数表示しレイノルズ数の影響を調べた、 $Re^* > 200$ では通常の壁法則に一致する。 $Re^* < 200$ では低レイノルズ数の影響が現われ、対数則の付加定数 B が Re^* が小さくなるにつれ低下する。これはバッファ領域に低レイノルズ数の影響が現われるためである。コア部では渦粘性係数 $\nu_t / (u_* D)$ が y によらず一定である。この $\nu_t / (u_* D)$ はレイノルズ数が大きくなるにつれ低下する。これは、ポアズイユ流では $\nu_t / (u_* D)$ がレイノルズ数にほとんど依存しない結果と異なる。クエット流では、せん断 (dU/dy) により乱れ構造に変化が生じるためであ

る。

4. 2. 乱れ強さ分布

乱れ強さ分布を壁変数を用いてプロットし、 Re^* の影響を調べた。 $10 < y^+ < 80$ では、 Re^* が小さくなると乱れ強さも低下する。 $y^+ > 80$ はプラトー領域で $u/u_* = 2$ である。平面ポアズイユ流の結果と比較すると、乱れ強さはクエット乱流のほうが大きい。たとえば、 u/u_* のピーク値は $Re^* = 200$ でそれぞれ約2.9と2.7である。

4. 3. 大規模縦渦構造

最近なされたDNSによれば、クエット乱流には流路断面にわたる大規模な縦渦があると報告されている。この渦は、時間的にその空間位置が揺らいているため時間平均すれば観察できない。われわれの実験では、この渦を詳しく調べるため、強制的に渦を空間に固定し、速度分布、乱れ特性を測定した。渦を空間に固定するために、上流部に渦発生器をおいた。速度測定の結果、断面にわたる渦運動が確認された。渦運動のエネルギー収支を調べると、エネルギーの流れは平均流→渦運動→乱れ運動であることがわかった。この大規模縦渦がどのようなメカニズムで発生するかわかっていない。

5. まとめ

チャンネル内の流れは、圧力勾配かせん断によって駆動されている。これら両方の駆動源をもつクエット・ポアズイユ乱流を調査した。壁近くの流れには、せん断応力勾配パラメータ μ が支配的であるがレイノルズ数の影響は小さい。クエット型流れでは流路中央部で平均速度のせん断があり、これが乱れ構造を変化させる。またこのせん断により、平面クエット乱流では大規模縦渦構造が発生すると考えられる。